

**Untersuchungen zur aktiven Kristalllänge
im Fließbereich
neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle**

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München**

**vorgelegt
von
Hartmut Neuhäuser**
aus Neustadt bei Coburg

1967

**Untersuchungen zur aktiven Kristalllänge
im Fließbereich
neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle**

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München**

**vorgelegt
von
Hartmut Neuhäuser
aus Neustadt bei Coburg**

1967

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Ch. Schwink

2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Rollwagen

Tag der mündlichen Prüfung: 20. 12. 1967



phys. stat. sol. **25**, 593 (1968)

Subject classification: 10.1; 11; 21.1

Sektion Physik der Universität München

Untersuchungen zur aktiven Kristalllänge im Fließbereich neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle

I. Die Ausbildung der Gleitbänder¹⁾

Von

H. NEUHÄUSER²⁾

Elektronenmikroskopische und kinematographische Untersuchungen zeigen, daß die Gleitbänder im Lüdersband neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle aus einzelnen Gleitlamellen aufgebaut sind, die im Verlauf der Gleitbandausbildung mehr oder weniger rasch nacheinander entstehen. Die Abgleitung innerhalb der Lamellen verläuft in guter Näherung homogen und dauert nur kurze Zeit an (z. B. $\approx 10^{-1}$ s bei einer Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 10^{-3}$ mm/s und Zimmertemperatur). Struktur und Ausbildung der Gleitbänder in Abhängigkeit von Dehngeschwindigkeit, Temperatur und Bestrahlungsdosis werden qualitativ erklärt durch ein Wechselspiel zwischen Schneid- und Quergleitprozessen der Gleitversetzungen.

Electron microscopic and cinematographic studies show that the slip bands within the Lüders band of a neutron-irradiated copper single crystal consist of several slip lamellae which form one after another in the course of slip band formation. The strain within these lamellae develops to a good approximation homogeneously, and is accomplished in a rather short time (e.g. $\approx 10^{-1}$ s at room temperature with a crosshead speed of 10^{-3} mm/s). The structure and development of the slip bands as a function of crosshead speed, temperature and neutron dose are explained qualitatively as due to the concurrence of the cutting process and cross slip of the gliding dislocations.

1. Einleitung

Bei der Zugverformung eines Einkristalls entstehen auf seiner Oberfläche nacheinander einzelne Gleitspuren. Sie zeigen an, daß nur auf einer geringen Zahl von Gleitebenen tatsächlich Gleitvorgänge stattfinden. Schwink [1] hat kürzlich auf die Bedeutung derjenigen Gleitebenen hingewiesen, auf denen die Abgleitung zu gleicher Zeit erfolgt, und ihre Summe „aktives Gleitvolumen“ bzw. „aktive Kristalllänge“ genannt. Die aktive Kristalllänge wurde erstmals im Fließbereich neutronenbestrahlter Cu-Einkristalle bestimmt [2], bei denen die Gleitung besonders ausgeprägt auf Gleitbänder in einem Lüdersband [3, 4, 5] beschränkt ist. Die Meßmethode beruht auf einer Mikrokinematographie der Ausbildung einzelner Gleitbänder während der Verformung und schließt die elektronenmikroskopische Untersuchung der Gleitbandstruktur ein.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer Untersuchung der aktiven Kristalllänge in Abhängigkeit von der Verformungsgeschwindigkeit und -temperatur

¹⁾ Dissertation Universität München 1967 (Teil I).

²⁾ Neue Anschrift: Institut A für Physik der Technischen Hochschule Braunschweig, Mendelssohnstr. 1.

im Fließbereich neutronenbestrahlter Cu-Kristalle. Die Ergebnisse aus den kinematographischen und elektronenmikroskopischen Untersuchungen über Gleitbandstruktur und -ausbildung werden im folgenden Teil I der Arbeit zusammengestellt. Wir erhalten aus ihnen ein Modell für die Gleitbandentwicklung, das wir im Teil I im einzelnen diskutieren und dann im Teil II der Messung und Diskussion der aktiven Kristalllänge zugrunde legen können.

2. Licht- und elektronenmikroskopische Untersuchungen zur Struktur der Gleitbänder

2.1 Experimentelle Einzelheiten

Die untersuchten Proben waren zylindrische, mittellorientierte Cu-Einkristalle (99,98%) von 4 mm Durchmesser und ca. 50 mm Einspannlänge, die nach dem Bridgman-Absenkverfahren in Graphittiegeln an Luft gezogen waren. Die Stirnfläche, auf der die Entwicklung der Gleitbänder verfolgt werden sollte, wurde vor der Bestrahlung plan angeschliffen; anschließend polierten wir die Kristalloberfläche etwa 0,1 mm tief elektrolytisch ab. Nach 5stündigem Glühen in N_2 -Atmosphäre bei ca. 900 °C wurden die Kristalle mit Graphitpulver in Al-Hülsen verpackt und im FRM Garching bei Reaktortemperatur (etwa 80 °C) mit schnellen Neutronen ($> 0,1$ MeV) der Dosen 5×10^{17} , 2×10^{18} und 7×10^{18} n/cm² bestrahlt. Die Verformung erfolgte mit der in Teil II näher beschriebenen Dehnungsmaschine bei Temperaturen zwischen 90 und 400 °K und mit Dehngeschwindigkeiten von 2×10^{-6} bis 4×10^{-2} mm/s.

Die Struktur der Gleitbänder wurde im Elektronenmikroskop an Pt-C-Abdrucken (siehe z. B. [6]) untersucht. Zur Messung der Gleitbandbreite B und Stufenhöhe S (Fig. 1) aus Abdrucken der Stirnfläche des Kristalls bestimmten wir den Anstellwinkel γ der abgeglittenen Oberfläche (B_M) gegen die unverformte Oberfläche mit Hilfe der Schatten von Latexkugeln [7]. Zur Kontrolle ermittelten wir S und B auch an Abdrucken der Seitenfläche aus dem Schnitt von primären Gleitbändern mit Gleitspuren sekundärer Gleitsysteme [8, 9]. Weiter erhält man einen Mittelwert $\bar{S}$ der Stufenhöhe aus der makroskopischen Verlängerung Δl des Kristalls, wenn man die dabei neu entstandenen Gleitbänder ΔN abzählt: $\Delta l / \Delta N = \bar{S} \cos \lambda$ (λ Winkel zwischen Gleitrichtung und Stabachse). Meist ergibt diese Beziehung jedoch etwas zu große Werte für S , da sehr schmale Bänder vom Lichtmikroskop nicht erfaßt und daher nicht mitgezählt werden.

2.2 Gleitbandbreite und Stufenhöhe

Tabelle 1 enthält mit der Latexmethode gewonnene Werte für die Gleitbandbreite B und Stufenhöhe S von verschiedenen stark bestrahlten Kristallen. In Tabelle 2 sind Werte für verschiedene Verformungstemperaturen zusammengestellt, die aus dem Verhältnis B/S nach Fig. 2a auf der Seitenfläche und dem

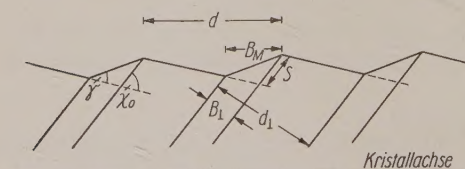


Fig. 1. Gleitbänder auf der Stirnfläche eines neutronenbestrahlten, mittellorientierten Kristalls im Querschnitt

Tabelle 1

Dosisabhängigkeit der Gleitbanddaten bei $T = 300^\circ\text{K}$. $B_{\perp}$ Gleitbandbreite senkrecht zur Gleitebene; S Stufenhöhe der Gleitbänder in Gleitrichtung; $d_{\perp}$ Gleitbandabstand senkrecht zur Gleitebene. (Alle Dosiswerte sind auf Grund der kritischen Schubspannung auf die Skala von Rukwied und Diehl [10] bezogen)

Kristall ([] — siehe Literatur)	Dosis (n/cm ²)	$B_{\perp}$ (μm)	S (μm)	$d_{\perp}$ (μm)
C 48	5×10^{17}	0,18	0,27	3,5
C 42	2×10^{18}	0,12	0,45	3,0
C 32	7×10^{18}	0,07	0,94	2,6
[11]	8×10^{17}	0,11	0,34	2,9
	2×10^{18}	0,11	0,52	2,3
	7×10^{18}	≈ 0	0,72	1,5
[12]	$3,4 \times 10^{17}$	0,1	0,3	4
[9]	5×10^{17}	0,08	0,31	5
[13]	2×10^{18}	0,15	0,5	—
[8]	$7,4 \times 10^{18}$	0,12	0,6	1,2

Tabelle 2

Temperaturabhängigkeit der Gleitbanddaten
(Bezeichnungen wie zu Tabelle 1)

Kristall und Dosis	T (°K)	$B_{\perp}$ (μm)	S (μm)	$d_{\perp}$ (μm)
C 85 (2×10^{18} n/cm ²)	90	0,05	0,30	2,1
	300	0,08	0,40	2,1
	400	0,11	0,42	2,4
C 87 (2×10^{18} n/cm ²)	90	0,04	0,27	1,9
	300	0,10	0,39	2,5
	400	0,15	0,40	3,2
[4] (9×10^{16} n/cm ²)	90	—	0,26	3
	513	—	0,2	13
[11] (2×10^{18} n/cm ²)	78	0,01	0,18	1,5
	293	0,11	0,34	2,7
	473	0,23	—	2,7
R 5 [8] (7×10^{18} n/cm ²)	78	0,12	0,57	1,4
	293	0,12	0,47	1,5
R 37 [8]	4	—	0,19	0,4
R 36 [8] ($1,5 \times 10^{19}$ n/cm ²)	78	0,07	0,41	1,5

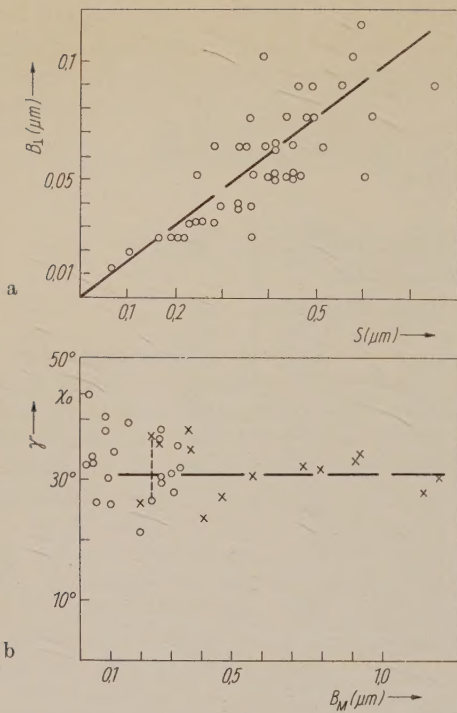


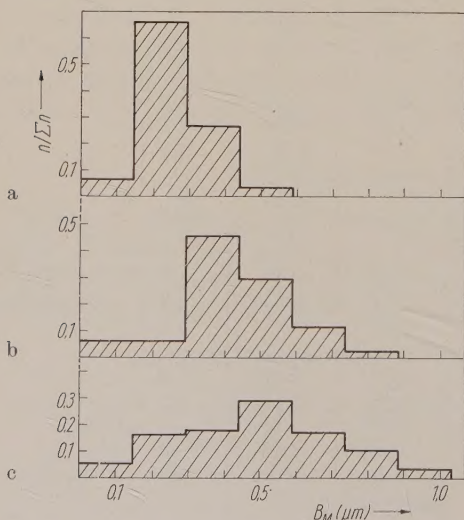
Fig. 2. Konstanz des Anstellwinkels γ der abgeglittenen Kristalloberfläche.

- a) Aus Abdrucken der Seitenfläche des Kristalls (Dosis 2×10^{18} n/cm², $T = 300^\circ\text{K}$, $B \perp$ Gleitbandbreite, S Stufenhöhe).
 b) Aus Abdrucken der Stirnfläche (Latexmethode) (Dosis 7×10^{18} n/cm², $T = 300^\circ\text{K}$, B_M Gleitbandbreite auf den EM-Aufnahmen).
 Auswertung unter den Annahmen „Abdruck glattegezogen“ (x) bzw. „Abdruck unverformt“ (o)

mittleren $\bar{B}_M$ auf der Stirnfläche bestimmt sind. Die breiten Histogramme (Fig. 3, siehe auch [11]) bedingen einen mittleren Fehler der Werte in Tabelle 1 und 2 von etwa 10 bis 20%. Dagegen ist das Verhältnis B/S wesentlich genauer bestimmt (Fig. 2a): Breitere Bänder haben größere Stufenhöhe; der Anstellwinkel γ bleibt annähernd konstant (Fig. 2b).

Für unsere Messung der aktiven Kristalllänge in Teil II ist das Verhalten alter Gleitbänder beim Wechsel der Temperatur von Interesse. Beim Wechsel zu tiefer Temperatur finden wir nicht nur ein Tieferwachsen alter Gleitbänder bei fester Gleitbandbreite [8, 5], sondern bei offenbar vorher nicht voll

entwickelten Gleitbändern auch Breitenwachstum. Man erkennt das am Zielpräparat der Fig. 4: Nach Weiterverformen bei tieferer Temperatur sind die Abstände der Ränder benachbarter Gleitbänder kleiner geworden. Beim Wechsel zu hoher Temperatur findet nur sehr wenig Gleitung in alten Bändern statt; vielmehr werden ganz überwiegend neue betätigt [8, 14].



Selbst bei Geschwindigkeitswechseln um 4 Zehnerpotenzen konnten wir keine deutliche Verschiebung der B_M -Histogramme finden [11]. Nur beim Wechsel von niedriger zu höherer Geschwindigkeit erkennt man in einigen alten Gleitbändern in geringem Maße (etwa $< 10\%$ von B_M) weitere Gleitung. Beim Wechsel von höherer zu tieferer Geschwindigkeit geschieht die Verformung dagegen nur durch Bildung neuer Gleitbänder.

Fig. 3. Histogramme der Gleitbandbreiten B_M auf einem bei drei verschiedenen Temperaturen verformten Kristall (Dosis 2×10^{18} n/cm²). a) $T = 90^\circ\text{K}$, b) $T = 300^\circ\text{K}$, c) $T = 400^\circ\text{K}$

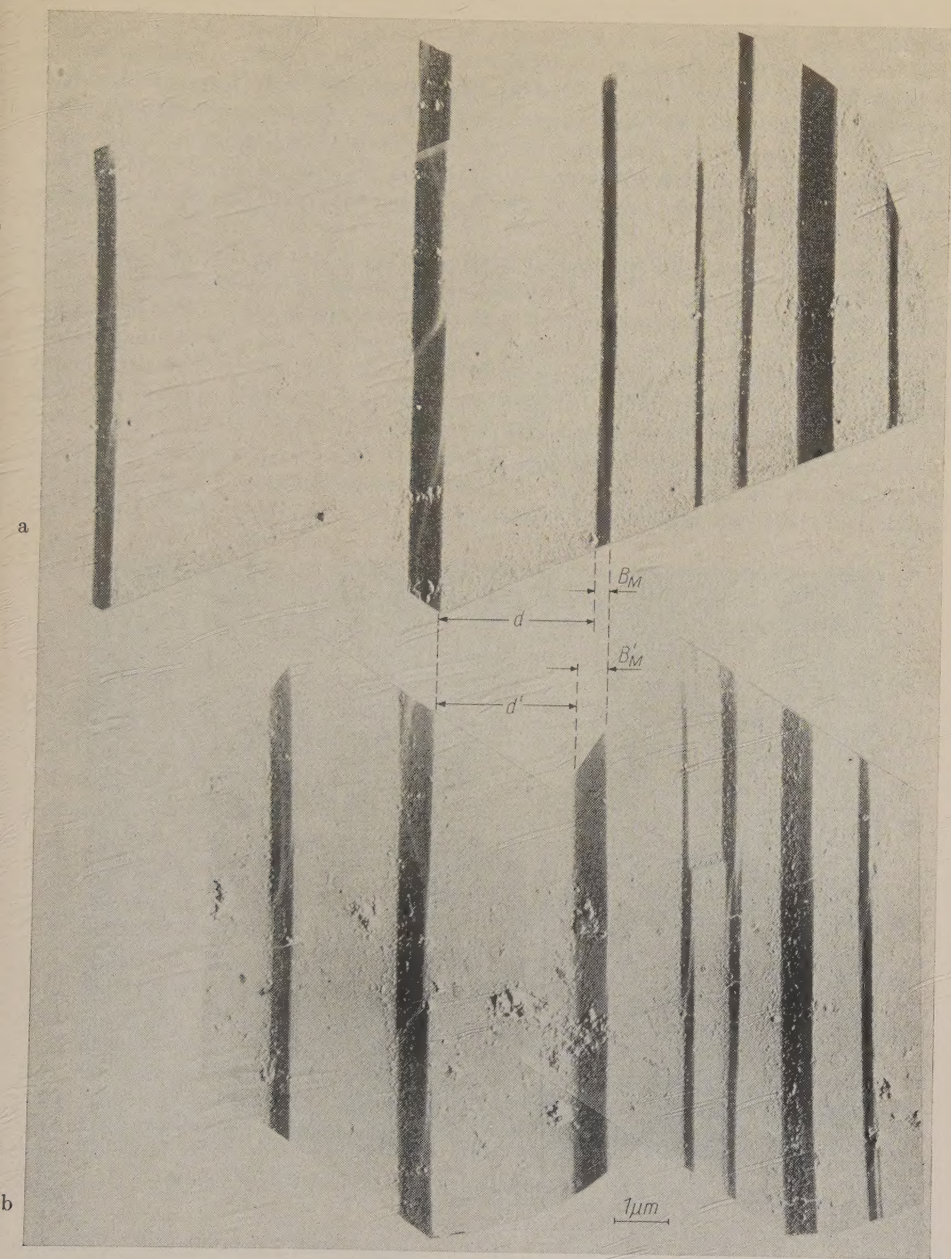


Fig. 4. Wachstum von Gleitbändern beim Wechsel zu tieferer Temperatur (Zielpräparat; Dosis 2×10^{18} n/cm²).
a) nach Verformung bei $T = 300$ °K, b) dieselbe Stelle nach Weiterverformung bei $T = 90$ °K

2.3 Lamellenstruktur der Gleitbänder

Auf guten elektronenmikroskopischen Abdrucken der Stirnfläche kann man innerhalb der Gleitbänder eine Struktur erkennen (siehe Fig. 5). Die Gleitbänder sind aus einzelnen „Lamellen“ aufgebaut³⁾, ähnlich wie die Gleitbänder im Bereich III des unbestrahlten Materials [6]. Hierauf wurde schon früher hingewiesen [4, 12, 5, 9, 8]; die Lamellenstruktur wird besonders deutlich, wenn man die Gleitbänder von Kristallen vergleicht, die mit zunehmender Neutronendosis bestrahlt oder nach stärkerer Bestrahlung angelassen wurden [15]. Ein weiterer Hinweis wird sich im Abschnitt 3 aus den kinematographischen Untersuchungen ergeben.

Wir gelangen damit zu folgendem Bild eines Gleitbandes (Fig. 6): n_L Gleitlamellen der Breite B_L und Stufenhöhe S_L im Abstand d_L vereinigen sich zu einem Gleitband der Gesamtbreite B und Gesamtstufenhöhe S . Die Werte für B_L und S_L in Tabelle 3 sind aus B und S von Tabelle 1 und 2 berechnet; dabei liegen Werte für n_L und d_{LM}/B_{LM} zugrunde⁴⁾, die aus EM-Bildern gut aufgelöster Gleitbänder abgeschätzt sind. Die Zahl n_L steht in Übereinstimmung mit den kinematographischen Untersuchungen (vgl. Abschnitt 3.2 und Tabelle 4).

Nehmen wir an, daß alle Gleitebenen der Lamelle homogen betätigt wurden, so können wir die Zahl n_g der pro Gleitebene ausgetretenen Versetzungen berechnen (Tabelle 3). Aus der Abscherung S_L pro Lamelle und der Lamellen-

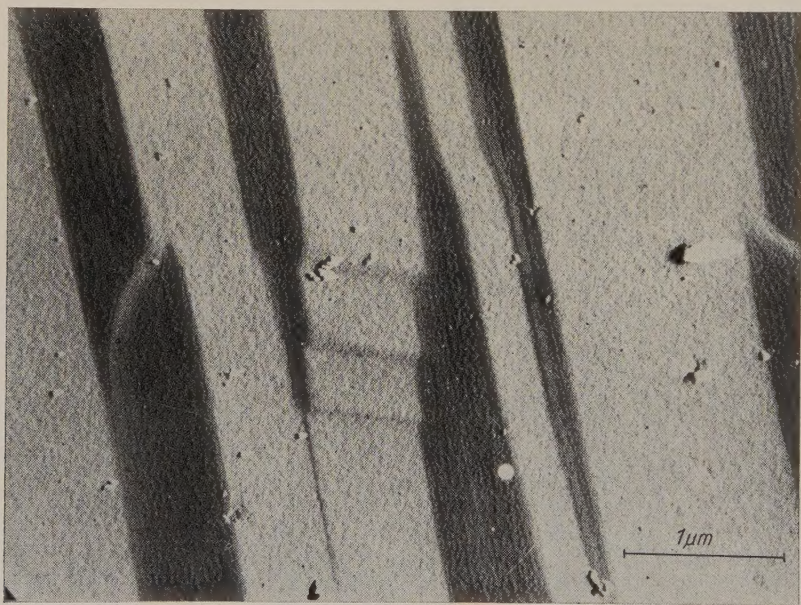


Fig. 5. Feinstruktur der Gleitbänder ($T = 300^\circ \text{K}$, Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$)

³⁾ Wir verstehen unter „Lamellen“ die wirklich abgeglittenen Kristallbereiche, im Unterschied zu der bei [4] verwendeten Bezeichnung (vgl. Fig. 6).

⁴⁾ Der zweite Index M kennzeichnet die unmittelbar aus den EM-Aufnahmen entnommenen Meßwerte. Wie in Abschnitt 2.2 ist angenommen, daß die Abdrucke beim Präparieren ihre Form beibehalten haben.

Tabelle 3

Feinstruktur der Gleitbänder. n_L Anzahl von Gleitlamellen pro Gleitband; d_{LM} Abstand der Gleitlamellen im Gleitband, gemessen auf EM-Aufnahmen; B_{LM} Lamellenbreite auf EM-Aufnahmen; d_L Abstand der Gleitlamellen; $B_{L\perp}$ Lamellenbreite senkrecht zur Gleitebene; n_g Anzahl von pro Gleitebene im Mittel ausgetretenen Versetzungen; $a_L = S_L/B_{L\perp}$ Abgleichung in den Gleitlamellen

Kristall	Dosis (n/cm ²)	T (°K)	n_L	$\frac{d_{LM}}{B_{LM}}$	d_L (Å)	$B_{L\perp}$ (Å)	S_L (Å)	n_g	a_L
C 48	5×10^{17}	300	15–20	$\approx 1,5$	120–160	40–50	135–180	$\approx 3,0$	$\approx 3,7$
C 42	2×10^{18}	300	20	$\approx 1,2$	≈ 80	≈ 45	≈ 225	$\approx 4,3$	$\approx 5,3$
C 32	7×10^{18}	300	20–30	≈ 1	30–45	20–30	320–470	$\approx 12,5$	$\approx 15,3$
C 85	2×10^{18}	90	10–15	$\approx 1,1$	45–55	25–35	200–300	$\approx 6,7$	$\approx 8,3$
C 85	2×10^{18}	300	20	≈ 1	≈ 50	≈ 40	≈ 200	$\approx 3,9$	$\approx 4,8$
C 85	2×10^{18}	400	20–30	≈ 1	55–80	40–60	140–210	$\approx 3,1$	$\approx 3,7$
[4]	8×10^{16}	90	50		200–400		50–100		
	8×10^{16}	513	<50				100		
[12]	3×10^{17}	300			90		250–300		
[9]	5×10^{17}	300							3,9
[11]	9×10^{17}	300						2,6	
	2×10^{18}	300						4	

Tabelle 4

Ergebnisse aus der photometrischen Analyse hoher Auflösung. $\dot{\epsilon}$ Verformungsgeschwindigkeit der Maschine; f Bildfrequenz der Kamera ($\pm 3\%$); $\bar{t}_B$ mittlere Ausbildungszeit der Gleitbänder (etwa $\pm 10\%$); $\bar{t}_{BL}$ mittlere Ausbildungszeit der Gleitlamellen (etwa $\pm 10\%$); Δt_L^* charakteristische Pausenzeit (etwa $\pm 30\%$); n_L^k kinematographisch bestimmte Zahl von Lamellen pro Gleitband (etwa $\pm 15\%$)

Kristall	Dosis (n/cm ²)	T (°K)	$\dot{\epsilon}$ (mm/s)	f (B/s)	$\bar{t}_B$ (s)	$\bar{t}_{BL}$ (s)	Δt_L^* (s)	$\frac{\bar{t}_{BL}}{\Delta t_L^*}$	$\frac{\bar{t}_B}{\bar{t}_{BL}}$	n_L^k
C 89	2×10^{18}	300	$1,8 \times 10^{-3}$	45	0,76*)	0,072	0,008	8,62	18,3	20
C 89	2×10^{18}	300	$1,8 \times 10^{-3}$	45	1,85**)	0,075	0,009	8,41		22
C 89	2×10^{18}	300	$1,8 \times 10^{-3}$	46	1,26***)	0,065	0,007	8,81		16
C 74	2×10^{18}	90	$1,8 \times 10^{-3}$	10	4	0,264	0,063	4,2	15,2	19
C 74	2×10^{18}	300	$1,8 \times 10^{-3}$	45	1,78	0,069	0,010	6,6	26	20
C 74	2×10^{18}	300	$1,1 \times 10^{-4}$	8,5	7,36	0,33	0,074	4,5	22,4	20
C 48	5×10^{17}	300	$1,1 \times 10^{-4}$	9	17,8	1,62	0,36	4,5	11	12
C 32	7×10^{18}	300	$1,1 \times 10^{-4}$	7,5	15,4	0,49	0,053	9,25	31,4	31

*) Verformung = 1,5 % (t_B Einzelwert)

**) Verformung = 1,5 % (t_B Einzelwert)

***) Verformung = 3,1 % (t_B Mittelwert)

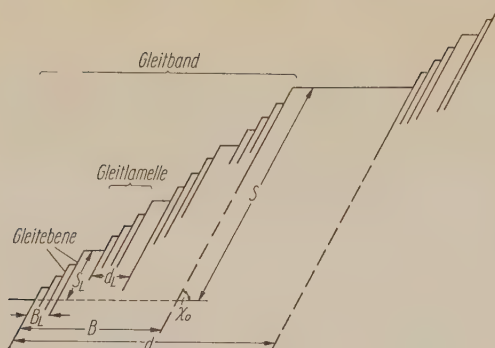


Fig. 6. Schematisches Bild eines aus Lamellen aufgebauten Gleitbandes

breite B_L erhalten wir die Ableitung in den Lamellen $\alpha_L = S_L/B_L$. Sie beträgt ein Vielfaches der Ableitung in den Gleitbändern auf unbestrahlten Cu-Einkristallen im Bereich III ($\alpha_L = 1 \dots 2$) [6, 16]. Dies stützt die Annahme der homogenen Ableitung innerhalb der Lamellen. Bei den höheren Bestrahlungsdosen und Temperaturen trifft sie für das ganze Gleitband zu: $d_L \approx B_L$. In Teil II werden diese Aussagen bei der Festlegung der aktiven Kristalllänge von Bedeutung sein.

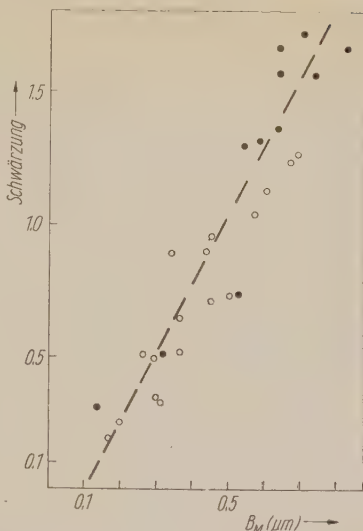
Unregelmäßigkeiten in der Gleitbandstruktur ([8], Fig. 4 und 5) und die häufige Fragmentierung der Gleitbänder zeigen, daß die Übertragung der Gleitung von Lamelle zu Lamelle durch Kletter- und Quergleitvorgänge erfolgt. Sie werden mit zunehmender Dosis und Temperatur ebenso häufiger wie die „makroskopische“ Quergleitung zwischen den Gleitbändern [11, 2, 8], die für die Betätigung neuer Gleitbänder wesentlich ist. Anlassen der Kristalle vermindert die Quergleithäufigkeit.

3. Kinematographische Untersuchungen zur Ausbildung der Gleitbänder

3.1 Experimentelle Einzelheiten

Die Filme von wachsenden Gleitbändern werden wie in [2, 15] mit einer photometrischen Methode ausgewertet, die auf Becker und Haasen [17] zurückgeht (über die Aufnahmetechnik vgl. Teil II). Fig. 7 zeigt den Zusammenhang zwischen dem integralen Wert der Schwärzung und der mit elektronenmikroskopischer Zielpräparation bestimmten Breite B_M derselben Gleitbänder. Die Streuung der Punkte erklärt sich aus der Variation des Anstellwinkels γ und aus lokalen Unterschieden der Gleitbandstruktur, die in komplizierter Weise die Menge des vom Gleitband ins Mikroskop gestreuten Lichts, das den Film schwärzt, verändern können. Aus der Figur liest man ab, daß bei den vorliegenden Beleuchtungsverhältnissen das erste Anzeichen eines Gleitbands spätestens bei etwa $B_M = 1000 \text{ \AA}$, entsprechend einer Stufenhöhe S von etwa $850 \text{ \AA}$, vom Film registriert wird. Bei höherer Beleuchtungsintensität lassen sich noch weit kleinere Stufenhöhen, etwa bis $100 \text{ \AA}$, nachweisen [16]. Damit jedoch das volle Wachstum des Gleitbandes im Kontrastumfang des Films (Agepe FF-Dokumentenfilm) liegt, müssen wir hier auf den Anfangsteil der Gleitbandausbildung verzichten. Er läßt sich mit für unsere Fragestellung ausreichender Genauigkeit extrapolieren.

Fig. 7. Zusammenhang von Gleitbandbreite und Schwärzung auf dem Film. Die verschiedenen Symbole kennzeichnen Messungen an zwei Stellen des Kristalls. B_M Gleitbandbreite auf den EM-Aufnahmen



Im Mittelteil der Schwärzungskurve, etwa zwischen Schwärzung 0,2 und 1,5, reagiert die Filmemulsion am empfindlichsten auf Belichtungsänderungen. Aus Fig. 7 können wir entnehmen, daß bei Schwärzung 1,0 und einer Meßgenauigkeit von Schwärzungsdifferenzen $\pm 0,005$ noch Änderungen ΔB_M von etwa $25 \text{ \AA}$ nachweisbar sein müssen, wenn wir eine feste Stelle eines einzelnen Gleitbands betrachten. Die zugehörige Stufenhöhenänderung von $22 \text{ \AA}$ liegt noch weit unterhalb der Stufenhöhe S_L ($\approx 250 \text{ \AA}$) einer Gleitlamelle (Tabelle 3). Die Feinstruktur der Gleitbänder sollte daher in ihrer Entwicklung auch an unseren Photometerkurven zu erkennen sein, wenn nur die Einzelbilder des Films genügend rasch aufeinander folgen. Als Maß für die nötige zeitliche Auflösung betrachten wir das Verhältnis Dehngeschwindigkeit/Bildfrequenz $\dot{l}/f$, das die Längenänderung des Kristalls zwischen zwei aufeinanderfolgenden Filmbildern angibt. Geschieht diese in nur einer Lamelle auf dem Kristall, so muß $\dot{l}/f \ll S_L \cos \lambda \approx 200 \text{ \AA}$ sein (vgl. Abschnitt 2.1 und Tabelle 3), um das Lamellenwachstum aufzulösen. Für unseren Fall ($f \leq 50$ Bilder/s) ergibt sich $\dot{l} \ll f \times 200 \text{ \AA} \leq 10^{-3} \text{ mm/s}$. Mit zunehmender Verformungsgeschwindigkeit und mit abnehmender Temperatur nimmt die Zahl der gleichzeitig betätigten Lamellen zu (Teil II). Daher sollte auch noch bei höheren Geschwindigkeiten, etwa bis $\dot{l} \approx 10^{-3} \text{ mm/s}$, das Wachstum der einzelnen Lamellen aufzulösen sein.

3.2 Ergebnisse aus der Analyse der Filme

In einer früheren Veröffentlichung [2] und in Teil II dieser Arbeit werden die Messungen mit „niedrig auflösender“ Photometrierung beschrieben, die das Lamellenwachstum vernachlässigt. Wir wollen in diesem Abschnitt zeigen, daß dieses Verfahren für die dortige Fragestellung gerechtfertigt ist, und teilen einige erste Ergebnisse von Photometrierungen „hoher Auflösung“ mit.

Bei „niedrig auflösender“ Photometrierung wird die Ausbildungskurve eines Gleitbands mit nur 10 bis 30 Meßpunkten festgelegt. Lineare Extrapolation der Kurve im Mittelteil auf die Untergrundschwärzung und auf die Endschwärzung ergibt die Gesamtausbildungszeit t_B des Gleitbands [2]. Der Anfangsteil der Kurven ist meist steiler, vor allem bei denjenigen Bändern, die in größerer Entfernung von älteren Bändern entstehen (vgl. [13]), also ohne Mithilfe von Quergleitung. Gegen Ende der Ausbildung wachsen die Gleitbänder langsamer. Für die Mittelwerte $\bar{t}_B$ in Tabelle 4 sind etwa 10 Werte t_B zu mitteln, um den mittleren Fehler $< 10\%$ zu halten. Die „hoch auflösende“ Photometrierung zeigt die Ursache für diese starke Streuung: Die Lamellen im Gleitband werden nacheinander ausgebildet, wobei die Pausen Δt_L zwischen dem Beginn aufein-

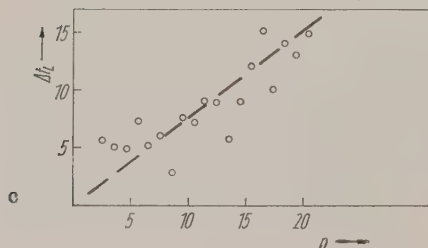
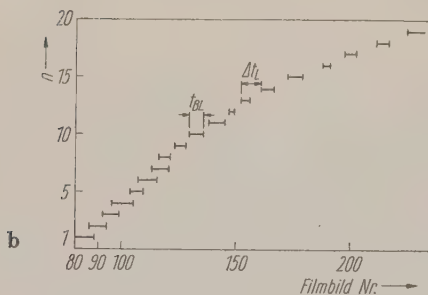
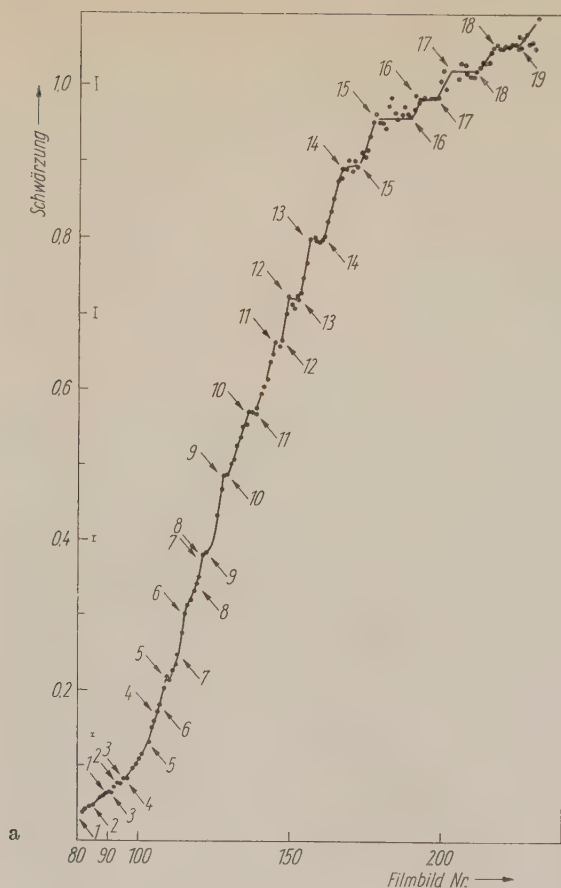


Fig. 8. Beispiel für eine hoch auflö-
 sende Photometrierung eines Gleitbandes
 und Analyse der Kurve auf Grund der
 Lamellenvorstellung.

a) Ausschnitt aus einer Photometerkurve
 ($T = 300^\circ\text{K}$, Dosis $7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$,
 Verformungsgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon} = 1,8 \times 10^{-6} \text{ mm/s},$$

$$\text{Bildfrequenz } f = 7,5 \text{ Bilder/s}.$$

Die Ziffern (n) von rechts bzw. links mar-
 kieren Beginn und Ende der Ausbildung
 der einzelnen Lamellen.

b) Aktivierungszeiten t_{BL} der einzelnen
 Gleitlamellen für das in Fig. 8a gezeigte
 Gleitband (n Nummer der Lamelle).

c) Pausenzeiten Δt_L zwischen dem Be-
 ginn aufeinanderfolgender Lamellen, auf-
 getragen gegen die Lamellenzahl n
 (nach Fig. 8b)

anderfolgender Lamellen nicht kon-
 stant sind. Vielmehr nehmen sie im
 Lauf der Ausbildung verschiedener
 Gleitbänder verschieden rasch zu, wäh-
 rend die mittlere Ausbildungszeit t_{BL}
 der Lamellen in guter Näherung die-
 selbe bleibt (Tabelle 4).

In Fig. 8a ist ein Beispiel einer
 hoch auflösenden Photometrierung
 gezeigt. Die Schwärzung des zu mes-
 senden Gleitbands ist auf die Schwär-
 zung eines bereits fertig ausgebilde-
 ten bezogen, um kleine Belichtungs-
 und Entwicklungsschwankungen von
 Bild zu Bild auszugleichen. Zur
 Analyse solcher Kurven wird jedem
 ihrer Knickpunkte der Anfang (Zif-
 fern von rechts) bzw. das Ende

(Ziffern von links) der Ausbildung einer Lamelle zugeordnet. Der anfänglich flachere Anstieg der Kurve rührt vom Anfangsteil der S-förmigen Schwärzungskurve des Filmmaterials her. Die ersten Lamellen in Fig. 8a entstehen kurz nacheinander; ihre Ausbildungszeiten überlappen sich so, daß die Intensitätskurve nur geringe Änderungen der Steigung zeigt. Die Zuordnung der Lamellen wird ganz eindeutig, wenn zwischen dem Ende einer Lamelle und dem Einsetzen der nächsten eine Pause besteht (in Fig. 8a für $n \geq 8$). Aus Fig. 8a erhalten wir das in Fig. 8b gezeigte Bild: Als Ordinate ist die Nummer n der Lamellen, auf der Abszisse die Dehnzeit t aufgetragen. Die Zeitintervalle t_{BL} der Ausbildung der einzelnen Lamellen erscheinen als waagerechte Strecken. Die Zahl n läuft von 1 bis n_L . Mittelwerte für die auf diese Weise kinematographisch bestimmte Lamellenzahl n_L^k der Gleitbänder sind in Tabelle 4 eingetragen und stimmen gut mit den elektronenmikroskopisch gewonnenen Werten n_L überein (Tabelle 3).

Die Werte Δt_L aus Fig. 8b sind in Fig. 8c gegen die Nummern n der Lamellen eines Gleitbands aufgetragen. In erster Näherung erhält man in der Steigung $\Delta t_L^* = \Delta t_L/n$ eine charakteristische Größe, die zusammen mit Mittelwerten t_{BL} in Tabelle 4 für verschiedene Bestrahlungsdosen, Verformungsgeschwindigkeiten und Temperaturen aufgeführt ist. In der vorletzten Spalte der Tabelle ist das Verhältnis der Mittelwerte $\bar{t}_B/\bar{t}_{BL}$ angegeben. Es bleibt trotz der starken Variation der Einzelwerte $\bar{t}_B$ und t_{BL} bei fester Dosis und Temperatur ungefähr konstant. Wir werden im Teil II auf diesen wichtigen Punkt zurückkommen. Mit zunehmender Dosis und zunehmender Temperatur wächst $\bar{t}_B/\bar{t}_{BL}$. Ein Vergleich mit den Werten für die Lamellenzahl n_L in Tabelle 3 und 4 zeigt, daß $\bar{t}_B/\bar{t}_{BL} \approx n_L$.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Die Ausbildung der Gleitbänder

Aus der Gesamtheit der elektronenmikroskopischen und kinematographischen Ergebnisse leiten wir das folgende Modell für die Struktur und Ausbildung der Gleitbänder ab. Es ergänzt und erweitert das Bild von Sharp [11], indem auch die Feinstruktur innerhalb der Gleitbänder einbezogen wird.

1. Die Gleitbänder sind im untersuchten Dosisbereich aus 15 bis 30 gebündelten Gleitlamellen von etwa 25 bis 50 Å Breite aufgebaut.

2. Die Entstehung dieser Lamellen wird im Lauf der Gleitbandausbildung nacheinander durch Quergleitprozesse ausgelöst.

3. Die Quergleitvorgänge bei der Ausbildung der Lamellen und der Gleitbänder werden durch die von Versetzungsaufstauungen erzeugten lokalen Spannungsfelder auf benachbarten Gleitebenen und in sekundären Gleitsystemen [11, 19] unterstützt.

4. Die Ausbildung der einzelnen Lamellen erfolgt lawinenartig, da die Bestrahlungsfehler in dem von Gleitung erfaßten Gebiet durch den Schneidvorgang zerstört werden [4, 20, 8, 21, 13, 11]. Setzt die Gleitung bei einer günstig gelegenen Quelle ein, so können infolge der plötzlichen Änderung der Spannungsverhältnisse auch Versetzungsquellen auf benachbarten Gleitebenen gleichzeitig aktiviert werden, oder die Gleitung erfaßt von Spiralquellen ausgehend praktisch gleichzeitig und homogen die ganze Lamellenbreite. Wegen der räumlichen Verteilung der Versetzungsquellen, der Ausdehnung der Bestrahlungshindernisse (vgl. z. B. [22]) und der recht weitreichenden Wechselwirkung der Versetzungen

mit ihnen [23] erscheint die homogene Gleitung auf der Lamellenbreite als die nächstliegende Annahme (vgl. auch Abschnitt 2.3).

5. Die Gleitung in jeder Lamelle und in jedem Gleitband geht so lange vor sich, bis sich wie im unbestrahlten Kristall durch Reaktionen mit sekundären Versetzungen ein verfestigendes Versetzungsnetzwerk ausgebildet hat [8, 11].

6. Dieses Versetzungsnetzwerk in Verbindung mit der beträchtlichen Abscherung in den Gleitbändern führt zu starken, über einige μm reichenden inneren Spannungsfeldern, die auch das umgebende Kristallgebiet verfestigen [4, 20, 8]. Inhomogenitäten dieser Spannungsfelder können zum Teil durch „makroskopische“ Quergleitung ausgeglichen werden [8].

Bei der Ausbildung der Gleitbänder stehen nach Punkt 2 und 4 im wesentlichen zwei Prozesse in Konkurrenz: einmal das Schneiden der Bestrahlungshindernisse durch Versetzungen [24, 4, 20, 8, 11] zu Anfang der Lamellenausbildung, zum anderen das Quergleiten von Versetzungen aus dem von Hindernissen gesäuberten „Kanal“ [11] heraus. Die Wahrscheinlichkeit w_s für den ersten Prozeß ist durch die mittlere Wartezeit für Schneidvorgänge $t_s \sim e^{(U_s/kT)}$ gegeben, wobei U_s die spannungsabhängige Aktivierungsenergie [24] für den Schneidprozeß bedeutet. w_s ist um so kleiner, je größer diese Wartezeit ist. Nach Messungen, die in Teil II wiedergegeben sind, nimmt U_s/kT mit zunehmender Temperatur und mit zunehmender Dosis zu (siehe auch [25]), die Wahrscheinlichkeit für den Schneidprozeß nimmt also mit zunehmender Dosis und zunehmender Temperatur ab.

Die Quergleitung wird mit steigender Temperatur und Dosis häufiger. Wir können daher annehmen, daß dieser zweite Prozeß wenigstens überwiegend thermisch aktiviert verläuft. Als Maß für seine Wahrscheinlichkeit w_Q legen wir die Zeit $t_Q \sim e^{(U_Q/kT)}$ zugrunde. Die Aktivierungsenergie U_Q für Quergleitung muß größer als U_s sein, da der die Abgleitung bestimmende Prozeß bei n-bestrahltem Cu das thermisch aktivierte Durchschneiden der Hindernisse ist [20, 21, 24 bis 28]. Aus dem Mechanismus der Quergleitung [29] folgt, daß sich die Wahrscheinlichkeit w_Q für die betrachteten Quergleitprozesse mit der Dosis nicht oder nur wenig ändern kann (siehe auch [10]). Mit abnehmender Temperatur nimmt sie dagegen sehr stark ab.

4.2 Die elektronenmikroskopischen Gleitbanddaten

Wir wollen nun in dem dargelegten Bild die folgenden wesentlichen Größen der Tabellen 1, 2 und 3 betrachten:

n_g und S_L : Bei höherer Dosis liegt eine höhere Spannung am Kristall an, um genügend viele Versetzungen mit ausreichender mittlerer Geschwindigkeit durch das gestörte Gitter zu treiben. Da in einer Lamelle bereits nach geringer Abgleitung Verhältnisse wie im unbestrahlten Kristall vorliegen [8, 11], können bei höherer Spannung mehr Versetzungen aus den Quellen und damit an der Oberfläche austreten, bis sich genügend viele verfestigende Reaktionen abgespielt haben (vgl. auch [30]): n_g und $S_L = n_g b$ (b Burgersvektor) werden größer. Ebenso wirken eine Abnahme der Temperatur und eine Erhöhung der Verformungsgeschwindigkeit. Diese Deutung der S_L ist konsistent mit den Beobachtungen beim Temperatur- und Geschwindigkeitswechsel (Abschnitt 2.2): Nur bei Spannungszunahme findet weitere Abgleitung in den Lamellen statt.

B_L : Die Bestrahlungsfehler werden auf einer einmal aktivierten Gleitebene allmählich zerstört, so daß zunächst weitere Versetzungen auf dieser Ebene besonders leicht beweglich sind. Daher besteht mit zunehmender Dosis die

Tendenz, die Gleitung auf immer weniger Ebenen zu beschränken. Die Lamellenbreite B_L muß daher mit zunehmender Dosis abnehmen. Erst bei höheren Temperaturen, wenn die Versetzungen leichter quergleiten oder klettern können, werden mit größerer Wahrscheinlichkeit weitere Gleitebenen am Rand der Lamellen betätigt: B_L nimmt mit zunehmender Temperatur zu.

d_L und n_L : Mit zunehmender Temperatur und Dosis wächst die Wahrscheinlichkeit w_Q für das Quergleiten stärker als die Wahrscheinlichkeit w_s für den Schneidvorgang. Es ist nämlich $w_Q/w_s \sim t_s/t_Q \sim e^{\Delta U/kT}$ mit $\Delta U = U_s - U_Q < 0$. Also wächst w_Q/w_s mit steigender Temperatur. Mit zunehmender Dosis wächst U_s , während U_Q ungefähr konstant bleibt: w_Q/w_s wächst ebenfalls. Mit steigender Temperatur und Dosis wird daher die Abgleitung im Gleitband „homogener“ auf alle Gleitebenen verteilt, das Verhältnis d_{LM}/B_{LM} nähert sich dem Wert 1 (Tabelle 3). Aus demselben Grund nimmt die Zahl n_L von Lamellen im Gleitband mit zunehmender Dosis und Temperatur zu. Diese Zunahme von n_L mit der Temperatur überwiegt die Abnahme der Lamellenstufenhöhe S_L . Daher nimmt die Gesamtstufenhöhe S der Gleitbänder mit zunehmender Temperatur zu (Tabelle 2).

4.3 Die kinematographischen Gleitbanddaten

Nach dem obigen Modell ist die Lamellenausbildungszeit t_{BL} vorwiegend durch den Schneidprozeß, die Pausenzeit Δt_L durch Quergleitprozesse bestimmt: Der Gang von t_{BL} und $\Delta t_L^* = \Delta t_L/n$ mit Temperatur und Dosis (Tabelle 4) ist mit dieser Annahme verträglich. Insbesondere zeigen die Werte für das Verhältnis $t_{BL}/\Delta t_L^*$ das erwartete Ansteigen mit zunehmender Temperatur und Dosis (Tabelle 4). Die Zunahme der Pausenzeit Δt_L mit der Zahl n der Lamellen im Gleitband (Fig. 8) zeigt direkt die wachsende Verfestigung der Gleitbänder an.

Über die Absolutwerte t_{BL} und Δt_L^* lassen sich nur schwer Voraussagen machen. Wir wollen jedoch in einer Abschätzung prüfen, ob sich für t_{BL} eine vernünftige Größenordnung ergibt. Nach unserem Modell verläuft die Abgleitung in jeder Lamelle homogen, also auf allen ihren Gleitebenen gleichzeitig. Die Laufzeit der Versetzungen zwischen den Hindernissen ist gegen die Verweilzeit t_s vor ihnen zu vernachlässigen. Wegen der Zerstörung der Hindernisse während der Abgleitung tragen nur die ersten n_v Versetzungen auf einer Gleitebene wesentlich zur Ausbildungszeit t_{BL} bei. Wir setzen für unsere Abschätzung $n_v = 1$. Erstreckt sich die Wirkung eines Bestrahlungsfehlers über n_w Gleitebenen und sind pro Gleitebene in einer Gleitzone n_h Hindernisse vorhanden, so erwarten wir wegen der Homogenität der Abgleitung: $t_{BL} = n_w n_h t_s$. Für n_h schätzt man ab $n_h = 40 \dots 400$; die Verweilzeit t_s erhält man aus den Messungen der Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der kritischen Schubspannung (Teil II) zu $t_s = 0,8 \times 10^{-4}$ s (bei $\dot{\epsilon} = 1,78 \times 10^{-3}$ mm/s). Nach den heutigen Vorstellungen über die Natur der Bestrahlungsfehler [4, 26, 27, 25, 22, 11] erscheint ein Wert $n_w = 4$ plausibel. Somit ergibt sich $t_{BL} = 0,02$ bis 0,2 s. Unser Meßwert liegt mit $t_{BL} = 0,07$ s (Tabelle 4) in diesem Bereich. Das stützt die Voraussetzung der Homogenität der Abgleitung in den Lamellen.

Von besonderer Bedeutung für unsere früheren Messungen und für Teil II ist die Konstanz des Verhältnisses der Ausbildungszeiten von Gleitbändern und Lamellen $\bar{t}_B/\bar{t}_{BL}$. Sie ist in unserem Bild leicht verständlich, wenn man die Meßvorschrift für $\bar{t}_B$ aus Abschnitt 3.1 beachtet: Im Mittelteil der Gleitbandausbildung ist die Steigung der Photometerkurve nach Fig. 8 in guter Näherung

$(\Delta t/\Delta S) = \bar{t}_{BL}/\bar{S}_L$, so daß $\bar{t}_B = (\bar{S}/\bar{S}_L) \bar{t}_{BL} = n_L \bar{t}_{BL}$ wird (vgl. n_L in Tabelle 3 und 4).

Schließlich wollen wir noch den Zusammenhang zwischen unserem Bild der Gleitbandentstehung und dem von Gillis und Gilman [31] entwickelten Bild der Ausbreitung von Gleitbandfronten herstellen. Dieses geht von Mittelwerten der Versetzungsgeschwindigkeit v und der Versetzungsdichte ϱ aus und führt für die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_b einer Gleitbandfront auf die Proportionalität $v_b \sim v$. In unserem Bild entspricht der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_b die Größe $v_b = B/t_B$. Die mittlere Versetzungsgeschwindigkeit ist $v \sim 1/t_s$; damit ergibt sich ebenfalls $v_b \sim 1/t_B \sim 1/t_{BL} \sim 1/t_s \sim v$.

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen danke ich für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit an seinem Institut durchzuführen. — Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Schwink für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine rege Anteilnahme in vielen fördernden Diskussionen. — Für die Durchführung der Neutronenbestrahlungen danke ich Herrn Dr. G. Rau vom Forschungsreaktor München-Garching.

Die großzügige Unterstützung der Arbeit mit Sachmitteln durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft wird dankbar besonders hervorgehoben.

Literatur

- [1] CH. SCHWINK, phys. stat. sol. **18**, 557 (1966).
- [2] CH. SCHWINK und H. NEUHÄUSER, phys. stat. sol. **6**, 679 (1964).
- [3] T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN, R. E. JAMISON und J. K. REDMAN, J. nuclear Mater. **2**, 277 (1960).
- [4] U. ESSMANN, S. MADER und A. SEEGER, Z. Metallk. **52**, 443 (1961).
- [5] J. FISCHER, Z. Naturf. **17a**, 603 (1962).
- [6] S. MADER, Z. Phys. **149**, 73 (1957).
- [7] H. G. F. WILSDORF und T. J. FOURIE, Acta metall. **4**, 271 (1956).
- [8] U. ESSMANN und A. SEEGER, phys. stat. sol. **4**, 177 (1964).
- [9] J. DIEHL und F. HINZNER, phys. stat. sol. **7**, 121 (1964).
- [10] A. RUKWIED und J. DIEHL, Z. Metallk. **55**, 205 (1964).
- [11] J. V. SHARP, Phil. Mag. **16**, 139 (1967).
- [12] J. G. GREENFIELD und H. G. F. WILSDORF, J. appl. Phys. **32**, 827 (1962).
- [13] M. J. MAKIN und J. V. SHARP, phys. stat. sol. **9**, 109 (1965).
- [14] F. J. WORZALA, phys. stat. sol. **20**, K81 (1967).
- [15] CH. SCHWINK und H. NEUHÄUSER, phys. stat. sol. **17**, 35 (1966).
- [16] H. NEUHÄUSER und CH. SCHWINK, Phys. Letters (Netherlands) **23**, 187 (1966).
- [17] R. BECKER und P. HAASEN, Acta metall. **1**, 325 (1953).
- [18] R. BERNER, Z. Naturf. **15a**, 689 (1960).
- [19] T. E. MITCHELL, Phil. Mag. **10**, 301 (1964).
- [20] J. DIEHL, Radiation Damage in Solids I, I.A.E.A., Wien 1962 (S. 129).
- [21] H. RIEGER, A. SEEGER und H. KRONMÜLLER, phys. stat. sol. **4**, 163 (1964).
- [22] M. RÜHLE, phys. stat. sol. **19**, 279 (1967).
- [23] M. J. MAKIN, Phil. Mag. **10**, 695 (1964).
- [24] A. SEEGER, Proc. 2nd UN Conf. P.U.E.A. **6**, 250 (1958).
- [25] J. DIEHL, G. P. SEIDEL und L. NIEMANN, phys. stat. sol. **11**, 339 (1965).
- [26] CH. SCHWINK, phys. stat. sol. **7**, 481 (1964).
- [27] M. J. MAKIN, Phil. Mag. **9**, 81 (1964).
- [28] T. J. KOPPENAAL, Phil. Mag. **12**, 119 (1965).
- [29] A. SEEGER, R. BERNER und H. WOLF, Z. Phys. **155**, 247 (1959).
- [30] U. ESSMANN, phys. stat. sol. **17**, 725 (1966).
- [31] P. P. GILLIS und J. J. GILMAN, J. appl. Phys. **36**, 3380 (1965).

(Received November 20, 1967)

phys. stat. sol. **27**, 281 (1968)

Subject classification: 10.1; 11; 21.1

Sektion Physik der Universität München

Untersuchungen zur aktiven Kristalllänge im Fließbereich neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle

II. Die aktive Kristalllänge¹⁾

Von

H. NEUHÄUSER²⁾

Kinematographische Messungen der aktiven Kristalllänge l_a im Fließbereich neutronenbestrahlter Kupfereinkristalle in Abhängigkeit von Verformungsgeschwindigkeit ($\dot{l} = 2 \times 10^{-6}$ bis 4×10^{-2} mm/s), Temperatur (90 bis 360 °K) und Bestrahlungsdosis (5×10^{17} bis 7×10^{18} n/cm²) ergeben Werte für l_a zwischen 20 und 2000 Å. Bei fester Temperatur und Dosis wächst die aktive Kristalllänge mit der Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ gemäß $l_a = l_{a0} - l_{a1}/(1 + t_0 \dot{a})$ [2]. Von den Parametern l_{a0} , l_{a1} und t_0 nimmt t_0 mit zunehmender Temperatur und Dosis ab. Für $\dot{l} \gtrsim 10^{-4}$ mm/s zeigt sich eine deutliche Abweichung von der Proportionalität zwischen Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ und Verformungsgeschwindigkeit $\dot{l}$. Bei fester Dehngeschwindigkeit variiert $\dot{a}$ sowohl mit der Temperatur wie mit der Dosis: l_a nimmt mit zunehmender Temperatur und zunehmender Dosis ab. Die Abhängigkeiten werden qualitativ diskutiert.

The active crystal length, as measured by a cinematographic method in the yield region of neutron-irradiated copper single crystals at various deformation rates (cross-head speeds $\dot{l} = 2 \times 10^{-6}$ to 4×10^{-2} mm/s), temperatures (90 to 360 °K) and irradiation doses (5×10^{17} to 7×10^{18} n/cm²), varies from $l_a = 20$ to 2000 Å. At a fixed dose and temperature the active crystal length increases with strain rate $\dot{a}$ according to $l_a = l_{a0} - l_{a1}/(1 + t_0 \dot{a})$ [2]. l_{a0} , l_{a1} and t_0 are parameters; t_0 decreases with increasing temperature and dose. A distinct departure from the proportionality between strain rate $\dot{a}$ and deformation rate $\dot{l}$ is found for $\dot{l} \gtrsim 10^{-4}$ mm/s. At a fixed deformation rate $\dot{l}$ the strain rate $\dot{a}$ varies with temperature as well as with dose: l_a decreases with increasing temperature and increasing dose. The dependences are discussed qualitatively.

1. Einleitung

Im Teil I dieser Arbeit [1] wurde mit kinematographischen und elektronenmikroskopischen Untersuchungen gezeigt, daß die Gleitbänder im Fließbereich neutronenbestrahlter Cu-Kristalle aus Gleitlamellen aufgebaut sind, die gleichzeitig oder nacheinander ausgebildet werden. Nimmt man als erste Annäherung an, daß alle Gleitlamellen eines Gleitbandes zugleich betätigt werden, die Abgleitung also über die ganze Gleitbandbreite homogen erfolgt, so ergibt sich [3], daß die Verformung bei mittleren Verformungsgeschwindigkeiten ($\dot{l} = 10^{-3}$ bis 10^{-1} mm/s) nur innerhalb von 10 bis 50 Gleitbändern in der Lüdersbandzone geschieht. Die Summe der Breiten dieser „aktiven“ Gleitbänder, die „aktive Kristalllänge“ l_a [2], erreicht daher nur Werte von etwa $0,15^{0/00}$ der gesamten

¹⁾ Dissertation, Universität München, 1967 (Teil II).

²⁾ Neue Anschrift: Institut A für Physik der Technischen Hochschule Braunschweig, Mendelssohnstr. 1.

Kristalllänge. l_a wächst mit zunehmender Verformungsgeschwindigkeit $\dot{l}$ so, daß die wahre Abgleitgeschwindigkeit

$$\dot{a} = \frac{\dot{l}}{\mu_0 l_a} \quad (1)$$

(μ_0 Orientierungsfaktor) in erster Näherung gemäß

$$\frac{\dot{a}}{\dot{a}_1} = 1 - \beta + \beta \frac{\dot{l}}{\dot{l}_1} \quad (2)$$

($\dot{l} \geq \dot{l}_1 = 1,78 \times 10^{-3}$ mm/s; $\beta < 1$) von der Verformungsgeschwindigkeit $\dot{l}$ der Maschine abhängt. Wie in [3] bereits angedeutet wurde, sollte diese Beziehung für $\dot{a}(\dot{l})$ für verschwindendes $\dot{l}$ in eine Proportionalität $\dot{a} \sim \dot{l}$ übergehen ($\beta = 1$). Diesen Übergang näher festzulegen ist das Ziel der folgenden Messungen der Funktion $l_a(\dot{a})$ in einem sehr großen Geschwindigkeitsbereich, bei verschiedenen Temperaturen und Bestrahlungsdosen. Insbesondere soll damit der Bereich abgegrenzt werden, in dem die genäherte Formel (2) anwendbar ist (siehe [4 bis 8]).

Im vorliegenden Teil II der Arbeit werden die Messungen der aktiven Kristalllänge in Abhängigkeit von Verformungs- bzw. Abgleitgeschwindigkeit, Temperatur und Bestrahlungsdosis im einzelnen dargelegt und qualitativ mit dem Modell eines Spektrums thermisch aktivierbarer Gleitebenen erklärt [2]. Dabei wird der Einfluß der Lamellenstruktur der Gleitbänder (Teil I) [1] auf die Absolutwerte der aktiven Kristalllänge berücksichtigt. Auf einige allgemeinere Folgerungen und quantitative Schlüsse zur Bestrahlungsverfestigung und zum Gleitebenenspektrum gehen wir im Teil III der Arbeit ein.

2. Die Messung der aktiven Kristalllänge

2.1 Meßmethode

Unter Voraussetzung homogener Abgleitung innerhalb der Gleitbänder erhält man die aktive Kristalllänge als Produkt $\dot{N} t_B B$ [3] (t_B Ausbildungszeit einzelner Gleitbänder, B Breite der Gleitbänder in Richtung der ursprünglichen Kristallachse, $\dot{N}$ Zahl der pro Sekunde auf dem Kristall entstehenden Gleitbänder). Das Auszählen der Gleitbänder auf dem Kristall läßt sich umgehen, indem man die elektronenmikroskopisch gemessene Stufenhöhe S des Gleitbandes einführt (vgl. Abschnitt 2.1 von Teil I):

$$\dot{N} = \frac{\dot{l}}{S \cos \lambda} \quad (3)$$

(λ Winkel zwischen Gleitrichtung und Kristallachse). Die Ergebnisse in Teil I über die Lamellenstruktur der Gleitbänder legen es nahe, die obige Voraussetzung über die homogene Abgleitung enger zu fassen und homogene Gleitung nur innerhalb einer Gleitlamelle anzunehmen. In den obigen Formeln ist dann zu ersetzen: $\dot{N} \rightarrow \dot{N}_L$, $S \rightarrow S_L$, $B \rightarrow B_L$, $t_B \rightarrow t_{BL}$, wenn wir die Größen für die Lamellen durch den Index „L“ kennzeichnen. Wir erhalten dann

$$l_a = \dot{N}_L B_L t_{BL} = \frac{B_L \dot{l} t_{BL}}{S \cos \lambda} = \frac{\dot{l} t_{BL}}{\mu_0 a_L}, \quad (4)$$

wobei a_L die Abgleitung pro Lamelle bezeichnet. Nach Teil I ist a_L unabhängig von $\dot{l}$ und die Ausbildungszeit t_{BL} der Lamellen proportional zur Ausbildungs-

zeit t_B der Gleitbänder. Den relativen Gang der aktiven Kristalllänge mit den Verformungsparametern erhält man daher bereits mit der einfacher meßbaren Gesamtausbildungszeit t_B anstelle t_{BL} . Zum Beispiel erkennt man eine Änderung der aktiven Kristalllänge mit $\dot{l}$, wenn für die beiden Dehngeschwindigkeiten $\dot{l}_0$ und $\dot{l}_1$ das Verhältnis

$$\alpha = \frac{\dot{l}_0 t_{BL}(\dot{l}_0)}{\dot{l}_1 t_{BL}(\dot{l}_1)} = \frac{\dot{l}_0 t_B(\dot{l}_0)}{\dot{l}_1 t_B(\dot{l}_1)} \quad (5)$$

verschieden von 1 ausfällt [9]. Mit t_B statt t_{BL} bestimmt man wegen $t_B \geq t_{BL}$ eine obere Grenze der aktiven Kristalllänge [9, 10]. Ihr wahrer Wert läßt sich mit den aus den bisherigen Messungen ermittelten Proportionalitätsfaktoren $K = t_B/t_{BL} \approx n_L$ (Tabelle 5 von Teil I) berechnen.

2.2 Durchführung der Experimente

Während der Dehnung der Kristalle wird ihre Stirnfläche mit der in [3] beschriebenen Apparatur gefilmt, die in zweierlei Hinsicht ausgebaut wurde. Der Bereich der Verformungsgeschwindigkeiten ist durch ein Zusatzgetriebe zu tieferen Werten hin erweitert und reicht jetzt von 10^{-1} bis 10^{-6} mm/s. Bei der kleinsten Dehngeschwindigkeit dauert das Filmen bis zu 1 Stunde; die dabei notwendige Temperaturkonstanz der Apparatur von etwa 10^{-3} °C/s = 1 °C/15 min ist über die erforderlichen Dehnzeiten ohne Schwierigkeiten aufrechtzuerhalten.

Eine zweite Erweiterung war für die Messungen bei verschiedenen, insbesondere tiefen Verformungstemperaturen notwendig. Die Probe wird dazu in ein evakuierbares Gefäß aus V2A-Stahl eingebaut, in das die Dehnspindel durch eine doppelte Simmerringabdichtung eingeführt ist. Die Temperierung der Probe erfolgt von den Fassungen her, die aus kompaktem Kupfer bestehen; der dabei längs der Probe auftretende Temperaturgradient ist selbst bei -180 °C kleiner als 0,5 °C/mm. Die Wärmeverluste an die Umgebung sind klein, da der Raum um den Kristall auf einen Druck von etwa 10^{-5} Torr evakuiert ist. Mit flüssiger Luft beschickte Kühlfallen verhindern auch während der Dehnung bei -180 °C über mehrere Stunden ein Kondensieren von Niederschlägen auf der Probenoberfläche.

Die Probe wird durch ein Glasfenster schräg beleuchtet, über dem sich Mikroskop und Kamera befinden. Als Lichtquelle erweist sich die Hg-Höchstdrucklampe HB0 100/W2 (Osram) wegen ihres ruhigen Lichtbogens und ihrer extrem hohen Leuchtdichte am geeignetsten. Am Mikroskop wird ein UD-Objektiv $40\times$ mit großem Arbeitsabstand (Zeiss) verwendet. Die 3 mm dicke Glascheibe zwischen Probe und Objektiv erzeugt eine starke Überkorrektur, die durch Einschränken der Objektivaapertura klein gehalten werden kann. Im übrigen entspricht die optische Anordnung der in [3] beschriebenen. Die Auswertung der Filme erfolgt photometrisch (siehe Teil I).

3. Meßergebnisse

3.1 Messungen im Fließbereich

Schon bei früheren Messungen [3] hat sich gezeigt, daß die Daten von Kristall zu Kristall bisweilen stark schwanken. Wir müssen daher versuchen, die gesamte zu untersuchende Abhängigkeit jeweils an einem einzigen Kristall

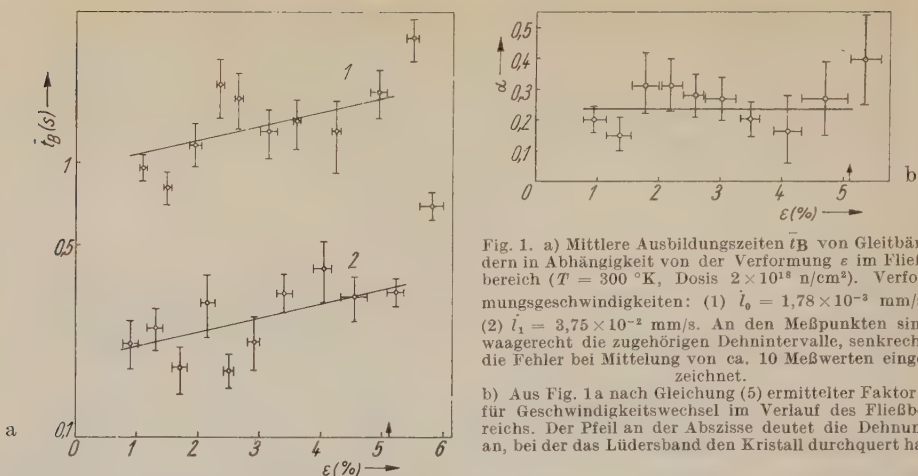


Fig. 1. a) Mittlere Ausbildungszeiten $\bar{t}_B$ von Gleitbändern in Abhängigkeit von der Verformung ε im Fließbereich ($T = 300^\circ\text{K}$, Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$). Verformungsgeschwindigkeiten: (1) $\dot{l}_0 = 1,78 \times 10^{-3} \text{ mm/s}$, (2) $\dot{l}_0 = 3,75 \times 10^{-2} \text{ mm/s}$. An den Meßpunkten sind waagerecht die zugehörigen Dehningintervalle, senkrecht die Fehler bei Mittelung von ca. 10 Meßwerten eingezeichnet.

b) Aus Fig. 1a nach Gleichung (5) ermittelter Faktor α für Geschwindigkeitswechsel im Verlauf des Fließbereichs. Der Pfeil an der Abszisse deutet die Dehnung an, bei der das Lüdersband den Kristall durchquert hat

durchzumessen. Dies ist während der Lüdersband-Ausbreitung in dem langen Fließbereich des neutronenbestrahlten Kupfers möglich. Es bleibt jedoch zu prüfen, ob und wie sich die aktive Kristalllänge während der Lüdersband-Wanderung ändert.

Untersuchungen hierzu ergeben keinen systematischen Gang der t_B -Werte längs des Lüdersbandes im Rahmen ihrer starken statistischen Streuung. Dagegen beobachten wir stets eine Zunahme der mittleren $\bar{t}_B$ mit zunehmender Verformung ε (Fig. 1a). Eine Änderung der Gleitbandbreite B und Stufenhöhe S während des Fließbereichs und längs des Lüdersbandes wird nicht gefunden. Nach der Photometrierung einiger Gleitbänder mit hoher Auflösung (siehe Tabelle 4 von Teil I) scheint die Abhängigkeit $t_B(\varepsilon)$ durch unterschiedliche Pausenlängen Δt_L zwischen der Aktivierung benachbarter Lamellen im Gleitband zustande zu kommen, während die Lamellenausbildungszeit t_{BL} im Mittel gleich bleibt. Insbesondere ist ihr Relativwert beim Geschwindigkeitswechsel und damit α nach Gleichung (5) oder β nach Gleichung (2) während der Lüdersband-Ausbreitung im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant (Fig. 1b). Dabei zeigt sich kein systematischer Unterschied zwischen einem Wechsel von der höheren zur tieferen Geschwindigkeit oder umgekehrt.

3.2 Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der aktiven Kristalllänge

Wegen der erwähnten Schwankungen der Absolutwerte von l_a von Kristall zu Kristall geben wir nur die Ergebnisse an einem einzigen Kristall wieder. Qualitativ übereinstimmend haben wir sie an mehreren Proben erhalten. Die kinematographischen Messungen sind in der Fig. 2 zusammengestellt, in der die Ausbildungszeiten $\bar{t}_B$ der Gleitbänder im logarithmischen Maßstab gegen die Temperatur aufgetragen sind; die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{l}$ (mm/s) ist Parameter.

Die Ausbildungszeit $\bar{t}_{BL}$ der Lamellen berechnen wir aus $\bar{t}_B$ mit dem oben eingeführten Faktor $K = \bar{t}_B / t_{BL}$ (Tabelle 4 von Teil I). Für die Abgleitung a_L pro Lamelle verwenden wir die Werte B_L, S_L des Kristalls C 85 von Tabelle 3 in Teil I, der im Reaktor gleichzeitig und dicht neben dem von Fig. 2 bestrahlt wurde und daher erfahrungsgemäß in seinen Daten gut mit ihm übereinstim-

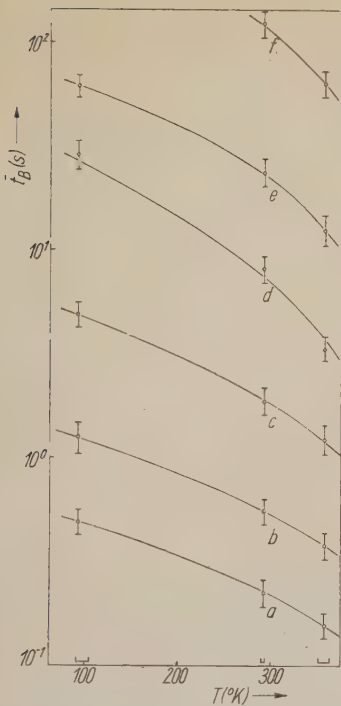


Fig. 2. Mittlere Ausbildungszeiten $\bar{t}_g$ von Gleitbändern eines einzigen Kristalls (Dosis 2×10^{18} n/cm²) in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Dehngeschwindigkeiten $\bar{l}$ (mm/s):
 (a) $3,75 \cdot 10^{-2}$, (b) $1,25 \cdot 10^{-2}$, (c) $1,78 \cdot 10^{-3}$,
 (d) $1,08 \cdot 10^{-4}$, (e) $1,88 \cdot 10^{-5}$, (f) $2,08 \cdot 10^{-6}$.
 Mittlere Fehler und Temperaturunsicherheit sind angegeben

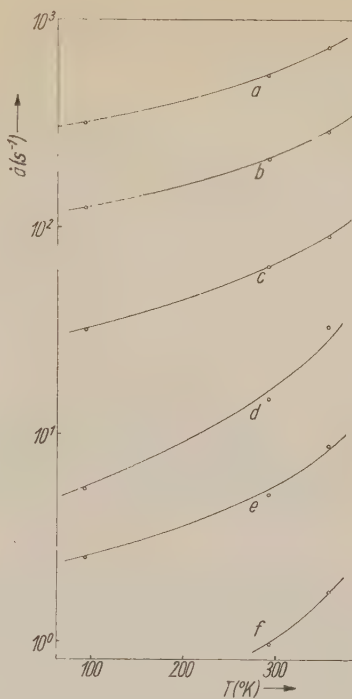


Fig. 3. Änderung der Abgleitgeschwindigkeit $\bar{a}$ mit der Temperatur T bei verschiedenen festen Dehngeschwindigkeiten $\bar{l}$ (mm/s):
 (a) $3,75 \cdot 10^{-2}$, (b) $1,25 \cdot 10^{-2}$, (c) $1,78 \cdot 10^{-3}$,
 (d) $1,08 \cdot 10^{-4}$, (e) $1,88 \cdot 10^{-5}$, (f) $2,08 \cdot 10^{-6}$.
 (Aus den Daten von Fig. 2 und von Tabelle 4 in Teil I)

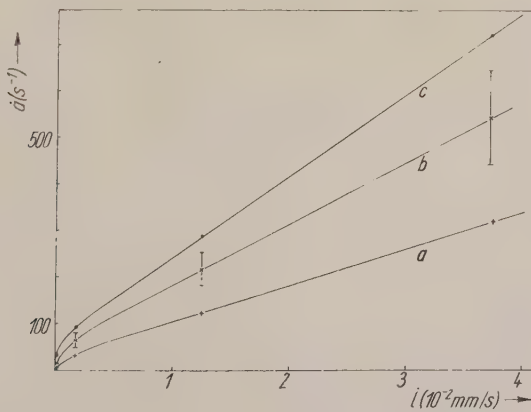


Fig. 4. Abgleitgeschwindigkeit $\bar{a}$ in Abhängigkeit von der Verformungsgeschwindigkeit $\bar{l}$ der Maschine (Daten von Fig. 3). (a) $T = 90$ °K, (b) $T = 300$ °K, (c) $T = 360$ °K

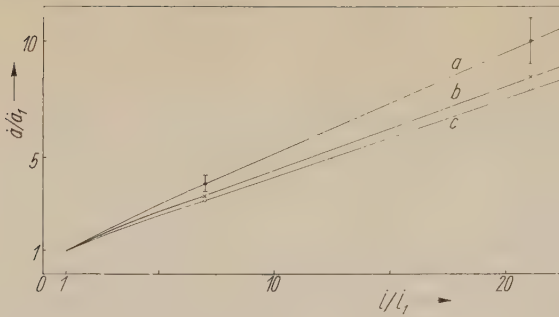


Fig. 5. Relative Abgleitgeschwindigkeit gegen relative Dehngeschwindigkeit (Daten von Fig. 4) zur Bestimmung der Größe β .

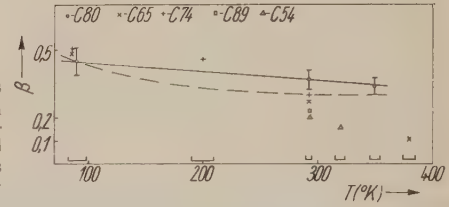
$$\dot{a}_1 = \dot{a}(\dot{l}_1), \quad \dot{l}_1 = 1,78 \times 10^{-3} \text{ mm/s.}$$

$$(a) \quad T = 90^\circ \text{K}, \quad \dot{a}_1 = 90,5 \text{ s}^{-1};$$

$$(b) \quad T = 300^\circ \text{K}, \quad \dot{a}_1 = 64,2 \text{ s}^{-1};$$

$$(c) \quad T = 360^\circ \text{K}, \quad \dot{a}_1 = 32,0 \text{ s}^{-1}$$

Fig. 6. Temperaturabhängigkeit des Faktors β (Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$, $\dot{l}_1 = 1,78 \times 10^{-3} \text{ mm/s}$), bestimmt nach Fig. 5 (○). Ergebnisse von mehreren Kristallen. Gestrichelte Kurve: β berechnet nach Gleichung (8) in [2] mit den Werten von Tabelle 1 ($\dot{l} = 1,78 \times 10^{-3}$ bis $1,25 \times 10^{-2} \text{ mm/s}$). An der Abszisse ist die Temperaturunsicherheit angegeben.



men sollte. Nach Gleichung (4) erhalten wir die wahre aktive Kristalllänge l_a und nach Gleichung (1) die wahre Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$. Die Werte für $\dot{a}$ liegen um den Faktor K höher als die früher [3] angegebenen Werte.

Für verschiedene feste Dehngeschwindigkeiten $\dot{l}$ variiert die Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ mit der Temperatur gemäß Fig. 3. In Fig. 4 ist $\dot{a}$ gegen die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{l}$ aufgetragen; die Kurven zeigen in der Tat das vermutete Abbiegen [3] bei tieferen Geschwindigkeiten. Aus ihrem annähernd linearen Verlauf bei höheren Geschwindigkeiten können wir die in Gleichung (2) auftretende Größe β bestimmen (Fig. 5). Fig. 6 zeigt den erhaltenen Temperaturgang des Faktors β . In diese Figur sind auch Ergebnisse an weiteren Kristallen mit ähnlicher Bestrahlungsdosis ($2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$) eingetragen.

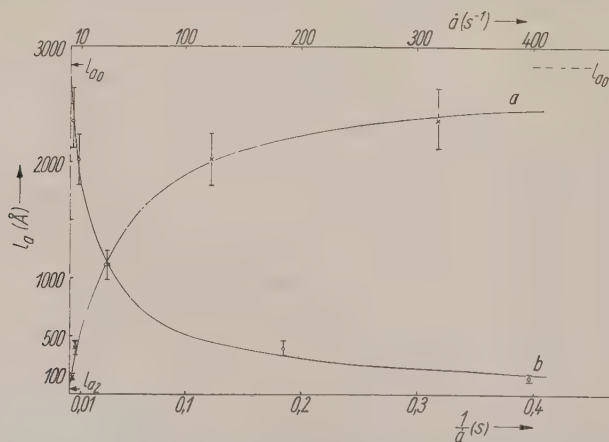


Fig. 7. Abhängigkeit der aktiven Kristalllänge l_a von der Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ ($T = 90^\circ \text{K}$, Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$). (a) Auftragung gegen $\dot{a}$, (b) Auftragung gegen $1/\dot{a}$

Das Verhalten der aktiven Kristalllänge bzw. der wahren Abgleitgeschwindigkeit bei sehr kleinen Verformungsgeschwindigkeiten ist in Fig. 4 nur schwer zu erkennen. Wir wählen dafür die Auftragung der Fig. 7, wo der Verlauf von l_a einmal gegen $1/\dot{a}$, zum anderen gegen $\dot{a}$ eingetragen ist. Als Beispiel geben wir die Meßpunkte für $T = 90^\circ\text{K}$ an; die Kurven für $T = 300$ und 360°K haben einen ähnlichen Verlauf. Wir weisen darauf hin, daß gegenüber Fig. 2 in [2] die Maßstäbe in Fig. 7 um den Faktor K verzerrt sind, um die Lamellenstruktur zu berücksichtigen. Die durchgezogenen Kurven in Fig. 7 sind an die von Schwink [2] begründete Funktion

$$l_a = l_{a0} - \frac{l_{a1}}{1 + t_0 \dot{a}} \tag{6}$$

Tabelle 1

Anpassung der Messungen von Fig. 2 an Gleichung (6)
mit temperaturunabhängigen $l_{a0} = 2850 \text{ \AA}$
und $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1} = 20 \text{ \AA}$.
 $\beta_\infty = \beta_c$ ($\dot{a} \rightarrow \infty$) nach Gleichung (8) in [2]
(vgl. Teil III, Abschnitt 2)
(Kristall C 80; Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$)

$T \text{ (}^\circ\text{K)}$	$t_0 \text{ (s)}$	β_∞
90	20×10^{-3}	0,42
300	$2,3 \times 10^{-3}$	0,14
360	1×10^{-3}	0,09

angepaßt. Auch für die beiden anderen Temperaturen ($T = 300$ und 360°K) werden die Meßpunkte recht gut durch dieselbe Beziehung wiedergegeben. Bei optimaler Anpassung an die Meßpunkte erhalten wir den in Fig. 8 dargestellten Temperaturverlauf der drei Parameter l_{a0} , $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1}$ und t_0 . Nach der in Abschnitt 4 erläuterten Vorstellung würde man eher temperaturunabhängige Werte l_{a0} und l_{a2} erwarten. Tabelle 1 zeigt das Resultat der Anpassung mit fest gewählten Werten l_{a0} und l_{a2} , die mit unseren Fehlergrenzen von l_a und $\dot{a}$ noch verträglich ist. Die t_0 -Werte aus Tabelle 1 liefern nach Gleichung (8) in [2] rückwärts neue Werte β für den Geschwindigkeits-

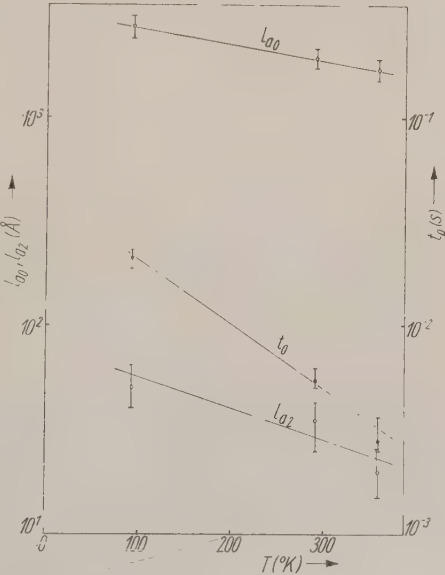


Fig. 8. Temperaturabhängigkeit der Parameter l_{a0} , $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1}$ und t_0 von Gleichung (6).
(Dosis $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$)

bereich $\dot{l} = 1,78 \times 10^{-3}$ bis $1,25 \times 10^{-2}$ mm/s, die in Fig. 6 mit eingetragen sind (gestrichelte Kurve).

3.3 Einfluß der Bestrahlungsdosis

Wegen der Unsicherheit in der Dosisangabe zeigen wir in Tabelle 2 nur den Gang der Ergebnisse für den untersuchten Dosisbereich von 5×10^{17} bis 7×10^{18} n/cm². Die Werte für a_L und K sind dabei wieder den Tabellen 3 und 4 von Teil I entnommen; die Parameter l_{a0} , l_{a2} und t_0 entsprechen der optimalen Anpassung der Beziehung (6) an die Meßpunkte.

Tabelle 2

Dosisabhängigkeit der aktiven Kristalllänge ($T = 300^\circ\text{K}$).

a_L Abgleitung in den Lamellen (Tabelle 4 von Teil I); l_{a0} , $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1}$ und t_0 sind die angepaßten Parameter der Gleichung (6)

Kristall	Dosis (n/cm ²)	a_L	l_{a0} (Å)	l_{a2} (Å)	t_0 (s)
C 48	5×10^{17}	3,7	3230	350	19×10^{-3}
C 80	2×10^{18}	4,8	1935	35	$5,5 \times 10^{-3}$
C 32	7×10^{18}	15,3	1480	15	$0,44 \times 10^{-3}$

3.4 Fehlerbetrachtung

Sieht man von den beträchtlichen Schwankungen der Meßwerte von Kristall zu Kristall ab, so sind die Absolutwerte für l_a mit einem möglichen Fehler von ca. 30% behaftet, der sich aus den statistischen Fehlern der Ausbildungszeit t_{BL} (siehe Fig. 2) und der Abgleitung a_L zusammensetzt. Für die jeweils an einem einzigen Kristall gemessenen Relativwerte, also für den Parameter β und den Gang der aktiven Kristalllänge mit Abgleitgeschwindigkeit und Temperatur, gehen nur die Fehler von t_{BL} ein: die Fehlergrenze von 10 bis 20% rührt im wesentlichen von der statistischen Natur der Gleitvorgänge her. Eine ähnliche Fehlergrenze ist für die Angaben der Parameter l_{a0} , $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1}$ und t_0 (Tabelle 1, Fig. 8) anzusetzen. Die Temperaturangabe ist bei $T = 90^\circ\text{K}$ um etwa 10%, bei $T = 360^\circ\text{K}$ um etwa 4% unsicher wegen des Temperaturgradienten längs der Probe.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Geschwindigkeits- und Temperaturabhängigkeit der aktiven Kristalllänge

Unsere Meßergebnisse bestätigen die Beziehung (6) [2] über einen $\dot{a}$ -Bereich von fast drei Zehnerpotenzen für alle untersuchten Temperaturen. Der Temperaturgang der aktiven Kristalllänge läßt sich durch eine ähnliche Überlegung verstehen, wie sie Schwink [2] für die $\dot{a}$ -Abhängigkeit durchgeführt hat: Die verschiedenen Abstände zwischen den Gleithindernissen [11, 12, 4, 6, 13, 14] und die verschiedenen Abstände zwischen ihnen [15 bis 17] führen zu einem Spektrum von aktivierbaren Gleitzonen [2]. Je größer die anliegende Spannung ist, desto mehr Gleitebenen werden aktiviert, desto größer ist also die aktive Kristalllänge. Ihre Zunahme mit wachsender Dehngeschwindigkeit ist energetisch günstig, weil energiedissipierende Prozesse mit steigender Versetzungsgeschwindigkeit rasch an Bedeutung gewinnen [2].

Erniedrigt man nun bei fester Dehngeschwindigkeit $\dot{l} = \mu_0 l_a \dot{a}$ die Temperatur, so würde bei gleichbleibender Spannung τ die thermische Aktivierung der

Schneidvorgänge erschwert. Die Zahl N_z^* der wirksamen Hindernisse [18] pro cm^2 Gleitebene wird mit abnehmender Temperatur größer und damit der Vorfaktor $\dot{\gamma}_0 \sim 1/N_z^*$ in

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 e^{-L_0} \quad (7)$$

kleiner [6, 8] ($L_0 = U_s/kT$, vgl. Abschnitt 4.1 in Teil I). Die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ wird aufgezwungen, daher muß die Wahrscheinlichkeit $w_s \sim e^{-L_0}$ für thermische Aktivierung vergrößert werden und somit die Spannung stark steigen: L_0 nimmt mit abnehmender Temperatur ab (vgl. [5, 8]; Teil III, Abschnitt 3). Die erhöhte Spannung vergrößert l_a , indem eine größere Zahl von Gleitzonen des „Gleitebenenspektrums“ aktiviert wird. Die Versetzungsgeschwindigkeit $v \sim \dot{\gamma}$ muß also gemäß $\dot{\gamma} = \mu_0 l_a \dot{\gamma} = \text{const}$ nur wenig steigen, so daß die Energiedissipation durch „Reibungsvorgänge“ klein gehalten wird. Eine analoge Überlegung läßt sich für den Fall der Temperaturerhöhung durchführen.

Die mit Hilfe der Kinematographie direkt gewonnene Abhängigkeit der aktiven Kristalllänge stimmt mit dem Temperaturgang überein, den Diehl, Seidel und Niemann [6, 8] indirekt aus Geschwindigkeits- und Temperaturwechselversuchen der kritischen Schubspannung schließen. Unsere Messungen lassen bisher nicht sicher entscheiden, ob die Parameter l_{a0} und $l_{a2} = l_{a0} - l_{a1}$ in Gleichung (6) von der Temperatur abhängen (vgl. Fig. 8 und Tabelle 1). Nach der oben dargelegten Vorstellung sind sie als Grenzwerte von l_a für $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$ und $\dot{\gamma} \rightarrow 0$ temperaturunabhängig zu erwarten. Jedenfalls zeigt aber der Parameter t_0 eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit, die sich auf β (Fig. 6) überträgt: Mit abnehmender Temperatur nimmt β und damit t_0 zu, d. h. die Abgleitung wird zunehmend homogener, wie man auch unmittelbar dem Gang von l_a entnimmt. Mit abnehmender Temperatur wird demnach der oben beschriebene Mechanismus, der den Zuwachs der Energiedissipation bei Geschwindigkeitserhöhung möglichst klein hält, von immer geringerem Einfluß.

Hier taucht die Frage auf, ob etwa die Energiedissipation selbst mit abnehmender Temperatur kleiner wird. Dafür scheinen experimentelle Ergebnisse der inneren Reibung [19, 20] und theoretische Untersuchungen über Dämpfungsmechanismen bewegter Versetzungen (zusammengestellt von Lothe [21]) zu sprechen. Doch ist in der Theorie auch der umgekehrte Gang denkbar [22]; zudem liegt in unserem Fall des neutronenbestrahlten Kupfers ein anderer Bewegungsmechanismus der Versetzungen vor als bei Experimenten der inneren Reibung. Unsere Messungen gestatten bisher keine eindeutige Entscheidung über den Temperaturverlauf der einzelnen energiedissipierenden Prozesse. Wir teilen sie in geschwindigkeitsabhängige und geschwindigkeitsunabhängige auf und nehmen an, daß letztere nicht oder nur schwach temperaturabhängig sind. Dann läßt ein Vergleich mit dem Energieansatz in [2] vermuten, daß die geschwindigkeitsabhängigen Anteile der Energiedissipation mit zunehmender Temperatur abnehmen (vgl. [23]).

4.2 Dosisabhängigkeit der aktiven Kristalllänge

Mit zunehmender Neutronendosis Φt werden die Gleitlamellen schmäler und rücken im Gleitband enger zusammen (Tabelle 3 von Teil I): Die Abgleitung wird inhomogener auf dem Kristall verteilt. Denselben Gang beobachtet man bei Zunahme der Temperatur; er ist jeweils mit einer Abnahme des Faktors β und des Parameters t_0 verbunden (Tabelle 1, Tabelle 2 und Fig. 8). Niemann [8] erhält dieses Ergebnis indirekt aus Messungen der Temperatur- und Geschwin-

digkeitsabhängigkeit der kritischen Schubspannung bei ähnlichen Bestrahlungsdosen wie den unseren. Hier fügt sich auch das Ergebnis aus [3] ein, daß β mit steigendem Anlassen bestrahlter Kristalle wächst und die Abgleitung homogener auf dem Kristall verteilt wird. Der Grenzfall ideal homogener Gleitung des ganzen Kristalls ($\beta = 1$, $l_{a1} = 0$, $l_{a0} = l_{a2} = l_0 =$ gesamte Kristalllänge) ist auch beim unbestrahlten Kristall sicher nicht realisiert.

Bei fester Temperatur und Dehngeschwindigkeit nimmt die aktive Kristalllänge l_a mit wachsender Dosis ab. Dies ist mit der Vorstellung des Gleitebenenspektrums verträglich. Die größere Zahl von Hindernissen verkleinert den Vorfaktor $\dot{a}_0$ in (7). Die Versetzungsstücke zwischen den Hindernissen werden verkürzt, ein Auswölben und damit der Schneidvorgang werden erschwert. Die Gleitung konzentriert sich daher auf weniger Gleitebenen, l_a nimmt ab. Die Spannung muß ansteigen, um die Größe L_0 zu verkleinern (vgl. Teil III, Abschnitt 4), so daß $\dot{a}$ entsprechend der Bedingung $\dot{l} = \mu_0 l_a \dot{a} = \text{const}$ wächst.

Die Abnahme des Parameters t_0 in Gleichung (6) mit zunehmender Dosis (Tabelle 2) zeigt an, daß die geschwindigkeitsunabhängigen Energiedissipationsvorgänge mit der Dosis stärker zunehmen als die geschwindigkeitsabhängigen, wie man es nach der obigen Vorstellung erwartet.

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen danke ich für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit an seinem Institut durchzuführen. Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Schwink für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine rege Anteilnahme in vielen fördernden Diskussionen. Für die Durchführung der Neutronenbestrahlungen danke ich Herrn Dr. G. Rau vom Forschungsreaktor München-Garching.

Die großzügige Unterstützung der Arbeit mit Sachmitteln durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft wird dankbar besonders hervorgehoben.

Literatur

- [1] H. NEUHÄUSER, phys. stat. sol. **25**, 593 (1968).
- [2] CH. SCHWINK, phys. stat. sol. **18**, 557 (1966).
- [3] CH. SCHWINK und H. NEUHÄUSER, phys. stat. sol. **6**, 679 (1964).
- [4] CH. SCHWINK, phys. stat. sol. **7**, 481 (1964).
- [5] J. DIEHL, G. P. SEIDEL und L. NIEMANN, phys. stat. sol. **11**, 339 (1965).
- [6] J. DIEHL, G. P. SEIDEL und L. NIEMANN, phys. stat. sol. **12**, 405 (1965).
- [7] M. RÜHLE, Diskussionstagung der A.-G. Metallphysik, Schliersee 1965.
- [8] L. NIEMANN, Diplomarbeit, Stuttgart 1966.
- [9] H. NEUHÄUSER und CH. SCHWINK, Phys. Letters (Netherlands) **23**, 187 (1966).
- [10] CH. SCHWINK und H. NEUHÄUSER, phys. stat. sol. **17**, 35 (1966).
- [11] M. J. MAKIN, A. D. WHAPHAM und F. J. MINTER, Phil. Mag. **7**, 285 (1962).
- [12] CH. SCHWINK und G. GRIESHAMMER, phys. stat. sol. **6**, 665 (1964).
- [13] M. J. MAKIN, S. A. MANTHORPE und F. J. MINTER, Phil. Mag. **13**, 729 (1966).
- [14] M. RÜHLE, phys. stat. sol. **19**, 279 (1967).
- [15] A. J. E. FOREMAN und M. J. MAKIN, Phil. Mag. **14**, 911 (1966).
- [16] U. F. KOCKS, Phil. Mag. **13**, 541 (1966).
- [17] U. F. KOCKS, Canad. J. Phys. **45**, 737 (1967).
- [18] A. SEEGER, Proc. 2nd UN Conf. P.U.A.E. (Genf) **6**, 250 (1958).
- [19] R. M. STERN und A. V. GRANATO, Acta metall. **10**, 358 (1962).
- [20] G. A. ALERS und D. O. THOMPSON, J. appl. Phys. **32**, 283 (1961).
- [21] J. LOTHE, J. appl. Phys. **33**, 2116 (1962).
- [22] J. H. WEINER, Phys. Rev. **139**, A442 (1965).
- [23] W. G. FERGUSON, A. KUMAR und J. E. DORN, J. appl. Phys. **38**, 1863 (1967).

(Received February 15, 1968)

LEBENS LAUF

Ich wurde am 12. August 1939 als zweiter Sohn des praktischen Arztes Dr. med. Armin Neuhäuser und seiner Ehefrau Gertrud, geb. Leutheußer, in Neustadt bei Coburg geboren. Nach 4-jährigem Besuch der Volksschulen in Neustadt bei Coburg und Kronach/Ofr. trat ich im September 1949 in die Oberrealschule Kronach ein, an der ich im Juli 1958 das Reifezeugnis erhielt. Im gleichen Jahr begann ich das Studium der Physik, das ich mit Ausnahme des WS 1961/62, in dem ich an der Universität Göttingen studierte, an der Universität München betrieb. Hier legte ich im SS 1961 die Diplom-Vorprüfung und im November 1964 die Diplom-Hauptprüfung ab. Die Diplomarbeit führte ich an der Sektion Physik der Universität München - Lehrstuhl Prof. Rollwagen - durch. Dort begann ich im Januar 1965 mit meiner Dissertation.

THE STATE OF NEW YORK
IN SENATE
JANUARY 18, 1894.
REPORT
OF THE
COMMISSIONER OF THE LAND OFFICE
IN RESPONSE TO A RESOLUTION
PASSED BY THE SENATE
MAY 1, 1893.
ALBANY:
J. B. LIPPINCOTT & COMPANY, PRINTERS.
1894.

